Numéro d'ordre : 34

1960 staat op het Controle voorje

THESE

présentée à
la Faculté des Sciences de Lyon

pour obtenir
le grade de Docteur du Troisième Cycle de
Physique Nucléaire

par

Marc RICHARD

Mesure absolue de l'activité d'une source de Neutrons.

Influence, sur cette mesure, de la réaction $^{16}O\ (n,\alpha)\ C^{13}$

Soutenue en 1959 devant la Commission d'Examens.

MM. J. THIBAUD	Professeur		Président
DEPRAZ	Maître de Conférences	}	Membres du Jury
LAFOUCRIERE	Maître de Conférences	}	

Numéro d'ordre : 34

THESE

présentée à

la Faculté des Sciences de Lyon

pour obtenir

le grade de Docteur du Troisième Cycle en

Physique Nucléaire

par

Marc RICHARD

Mesure absolue de l'activité d'une source de Neutrons

Influence, sur cette mesure, de la réaction $^{16}O\ (n, \alpha)\ C^{13}$

Soutenue en 1959 devant la Commission d'Examens.

MM. J. THIBAUD	Professeur		Président
DEPRAZ	Maître de Conférences	}	Membres du Jury
LAFOUCRIERE	Maître de Conférences	}	

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

UNIVERSITE DE LYON ---- FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES

MM. LONGCHAMBON
DOUIN

PRODESSEURS HONORAIRES

MM. LOCQUIN
DE LARAMBERGUE
DOEUVRE
SOLLAUD
MENTZER

DOYEN

M. MOUSSA

ASSESSEUR

M. PRETTRE

PROFESSEURS

MM. LONGCHAMBON, Minéralogie
DOUIN, Botanique
MOUSSA, Chimie nucléaire
DEJARDIN, Physique générale
THIBAUD, Physique atomique
EYRAUD H., Calcul différentiel et intégral
PRETTRE, Chimie industrielle
COURTY, Chimie-Physique
KUHNER, Botanique
CORDIER, Physiologie
MALECOT, Mécanique rationnelle et appliquée
AUMERAS, Chimie
FLANDRIN, Géologie appliquée
COLONGE, Chimie organique
JANIN, Physique
BERNARD, Physique
DUFAY, Astronomie
NIGON, Zoologie expérimentale
GAUTHIER, Géologie du quaternaire
VIRET, Géologie
WAUTIER, Zoologie
CHOPIN, Chimie biologique
BRACONNIER, Mathématiques
CUEILLERON, Chimie
BOUTILLIER, Minéralogie
JAFFARD, Mathématiques
BOIDIN, Botanique
EYRAUD Ch., Chimie minérale
TORTRAT, Mathématiques
MENARD, Physique générale

./..

MAITRES DE CONFERENCES

MM. GRANDMONTAGNE, Physique
LAVIOLETTE, Zoologie
LAFOUCRIERE, Physique nucléaire
GIGOUT, Géologie
DREUX, Chimie
TEICHNER, Chimie industrielle
DE CECCATTY, Zoologie
DEPRAZ, Technique de Physique nucléaire
FERON, Mathématiques
GAUME, Physique
MERLIN, Chimie
PACHECO, Chimie biologique
PHILBERT, Physique nucléaire
PISTOULET, Physique
BERSILLON, Botanique
DAVID, Géologie
LAFORGUE, Physique
LEGAY, Zoologie
PERES, Physiologie

CHARGES DE COURS COMPLEMENTAIRES

Mme FIASSON, Zoologie
MM. PENNANEAC'H, Mathématiques
GAUTHIER, Chimie
BERNARD, Physique
CHENEVOY, Géologie appliquée
COTILLON, Géologie appliquée
STRIFFLING, Météorologie et physique du globe
MAZENOT, Géologie
MURET, Botanique
FIASSON, Zoologie
TRANCHAT, Physique
SALLES, Mathématiques
PERNOUX, Physique
EYRAUD Y., Physique
BENE, Physique

SECRETAIRE

M. ROUX

Que tous ceux qui nous ont permis de mener à bien ce travail trouvent ici l'expression de nos vifs remerciements.

Nous remercions particulièrement :

- Monsieur le Professeur THIBAUD J. Directeur de l'Institut de Physique Atomique de Lyon, de nous avoir permis d'effectuer ce travail dans ses laboratoires,
- Monsieur DEPRAZ, Maître de Conférences, Directeur de thèse, pour les conseils qu'il a bien voulu nous formuler,
- Monsieur LAFOUCRIERE, Maître de Conférences, pour l'aide qu'il nous a fournie dans l'établissement des calculs théoriques,
- Mademoiselle MAITROT, Chef de Travaux, le Personnel du laboratoire d'Electronique, ainsi que le Personnel des laboratoires de la Société SHELL à Lyon pour l'amabilité avec laquelle il a bien voulu répondre à nos questions relatives à la paraffine employée.

- - - - - -

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550014_0042

INTRODUCTION.

D'une manière générale la détection des neutrons est restée une opération délicate du fait de leur absence de charge ce qui a pour effet d'interdire toutes les méthodes de détection habituelles basées sur l'ionisation, ce qui explique d'ailleurs la découverte relativement tardive de cette particule.

Toutefois, on peut les détecter, en utilisant les propriétés d'interaction de cette particule avec la matière ces effets sont de deux sortes :

1) Réactions nucléaires proprement dites (par exemple réactions (n,α), (n,p), (n,β), (n,fission) etc...)
2) Diffusion élastique : par exemple diffusion (n,p).

Dans ces deux cas la particule détectée sera toujours une particule chargée : p,α,β, et on pourra ainsi utiliser les méthodes classiques de détection et du comptage de ces particules, on pourra déduire le nombre de neutrons correspondant. D'un autre côté la section efficace de réaction décroît généralement rapidement lorsque l'énergie des neutrons qui la provoquent augmente ce qui a pour effet de provoquer des difficultés supplémentaires dans la détection des neutrons rapides. Cette difficulté, ajoutée à celle inhérente à la neutralité de cette particule, provoque une imprécision assez importante dans toutes les mesures d'activité absolue. Il va de soi que ces difficultés sont essentiellement d'ordre expérimental puisque le principe utilisé reste simple.

Nous avons donc voulu, ayant à notre disposition une source de neutrons (Ra,α, Be) déterminer avec le maximum de précision possible compte tenu de l'appareillage existant, l'activité absolue de cette source et par la même occasion mesurer quelle erreur introduisait l'utilisation, dans les résultats, du ralentissement des neutrons par l'eau. Pour cela nous comparerons les activités absolues mesurées dans les cas de neutrons thermalisés

../..

par l'eau et par la paraffine. Ce qui nous permettra de connaître l'influence de l'oxygène de l'eau et particulièrement l'influence de la réaction O^{16} (n,α) C^{13} sur l'oxygène.

Cette influence sera calculée théoriquement et sera comparée aux différents résultats expérimentaux connus.

CHAPITRE I.

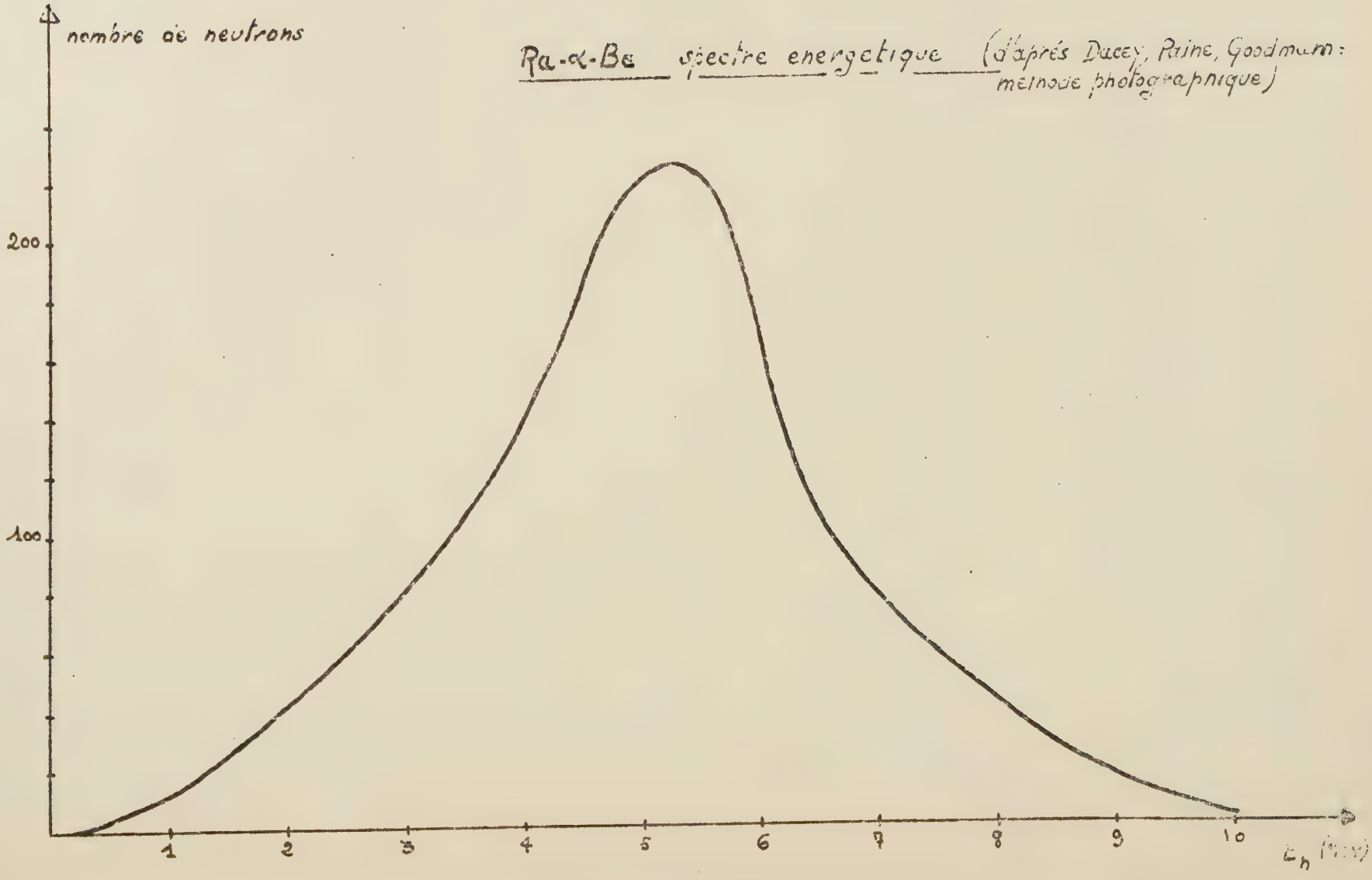
PRINCIPE DE LA MESURE ABSOLUE DE L'ACTIVITE D'UNE SOURCE DE NEUTRONS POLYENERGETIQUES .

Notre source étant une source de neutrons d'énergie comprise entre 0 et environ 11 Mev. dont le spectre nous est donné par la courbe (page 4) nous ne pouvions utiliser qu'une méthode de thermalisation (méthode dite "Intégration dans l'espace") qui offre l'avantage considérable de ne pas nécessiter de nombreux détecteurs différents dont chacun ne serait utilisable que dans une faible étendue du spectre énergétique.

Pour cela, la source considérée fut placée dans une enceinte au centre d'un matériau ralentisseur à haut pourcentage d'hydrogène. Les neutrons en provenance de la source sont alors ralentis par chocs successifs sur les atomes d'hydrogène du ralentisseur jusqu'au domaine thermique. Ceci s'effectue d'ailleurs sur une distance relativement courte si le ralentisseur employé est effectivement un corps très hydrogéné. Si l'enceinte comportant le ralentisseur est suffisamment grande par rapport à la distance de thermalisation, on peut alors la considérer comme infinie, les effets de frontière ne jouant dans ce cas qu'un rôle négligeable. Si donc, en un point situé à la distance r de la source nous disposons un détecteur à neutrons thermiques, nous pourrons connaître en ce point le flux de neutrons thermiques. Par différentes mesures pour la distance r, variant théoriquement de 0 à l'infini et par intégration nous obtiendrons l'activité absolue de cette source. Si B (r) représente l'activité due aux neutrons thermiques mesurée à la distance r, l'activité absolue de la source, en supposant une géométrie sphérique sera :

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} B(r)\ r^2 \cdot dr$$

../..



Ra-α-Be spectre energetique (d'après Ducey, Paine, Goodman: méthode photographique)

ceci suppose évidemment que B (r) est effectivement, toutes corrections étant faites, l'activité résultant des neutrons thermiques à la distance r. L'application de ce principe quoique simple apporte de très nombreuses difficultés expérimentales, d'où la nécessité de nombreuses corrections.

Choix du détecteur.

La méthode de thermalisation ayant été choisie, il reste à définir le détecteur à employer. Il existe de très nombreuses possibilités quant à la détection des neutrons thermiques ; nous les passerons rapidement en revue en indiquant les différents avantages et inconvénients spécifiques à chaque méthode.

A- Chambre d'ionisation et compteur proportionnel.

Les chambres d'ionisation et les compteurs proportionnels peuvent être employés s'ils contiennent soit sur leurs parois, soit dans le gaz de remplissage un corps à base de Bore, (ou tout autre élément présentant avec les neutrons thermiques une réaction de préférence (n, α) et ceci avec une grande section efficace). Les réactions couramment utilisées sont en général les suivantes :

$$^{10}B + {}^{1}n \longrightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li + 2{,}792 \text{ Mev}$$

$$^{10}B + {}^{1}n \longrightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li^{*} + 2{,}314 \text{ Mev}$$

$$^{7}Li^{*} \longrightarrow {}^{7}Li + \gamma$$

(le $^{7}Li^{*}$ étant dans le domaine thermique produit dans 93 % des cas.)

Le taux de comptage est alors proportionnel à la densité de neutrons et l'on a :

$$R = N V \sigma_o v_o \rho \quad \text{avec} \quad \rho = \int n(v) \cdot dv$$

où R = taux de comptage en coups/sec.

N = nombre d'atomes de ^{10}B par cm^3

V = volume sensible en cm^3

../..

n (v) . dv = nombre de neutrons par cm^3 de vitesse comprise entre
v et v + dv (v = vitesse des neutrons)

$\sigma(v)$ = section efficace en cm^2 (pour le bore et pour
E = 0,0025 ev $\quad \sigma_0 = 3960 \pm 40$ barn et $\quad v_0 = 2200$ m/sec.)

Les chambres d'ionisation sont d'une construction plus simple que les compteurs proportionnels, mais ceux-ci offrent l'avantage considérable de donner des impulsions qu'on peut discriminer afin de se débarrasser du fond γ intense émis dans de nombreux cas. Si on utilise un compteur proportionnel à $B.F_3$ l'efficacité peut approcher cent pour cent si des dimensions suffisamment grandes et une pression suffisamment élevée sont employées. (Réf. 1)

B- Compteurs à fission.

Si le fond γ est trop intense et couvre l'émission α on peut aussi utiliser un compteur à fission ou encore une chambre compensée aux γ. En effet dans ce compteur les impulsions de fission sont, en hauteur, bien supérieures à celle données par le Bore, U^{235}, U^{233} ou Pu^{239} peuvent être placés sur les électrodes d'une chambre d'ionisation (les électrodes étant d'un nombre suffisamment grand). On peut arriver ainsi dans les meilleurs cas à une efficacité voisine de 95 % (Réf. 2)

C- Compteurs à scintillation.

Depuis quelques années, l'utilisation de plus en plus courante des scintillateurs suivis de photo multiplicateurs dans la détection de particules a amené certains chercheurs à utiliser cette technique pour la détection des neutrons lents. Cette recherche étant principalement due aux grandes qualités des photo multiplicateurs (gain considérable, possibilités d'étalonnage en énergie, temps de réponse excellent). Hofstader et al. (Réf. 3) utilisent comme scintillateur un cristal de I. Li . activé, la discrimination des impulsions étant alors effectuée d'après la longueur plus importante des impulsions de réaction des neutrons que celles dues au rayonnement γ. Par suite de la grande section efficace du ^6Li (910 barn à E = 0,0025 ev) ils arrivent à une efficacité très proche de cent pour cent.

../..

D'autres travaux (Réf. 4) utilisent d'autres scintillateurs comme par exemple le tri-butyl-borate accompagné de terphényl-phényl-cyclohexane qui donnerait aussi une efficacité voisine de cent pour cent. On travaille aussi actuellement avec des scintillateurs tel que I Li (Eu), des scintillateurs plastiques chargés au bore dont l'efficacité donnée par le constructeur serait de 20 % (Réf. 5)

D- Méthode photogfaphique.

C'est la méthode la plus ancienne. On utilise surtout deux sortes d'émulsions : soit celles chargées au bore, soit celles chargées au Li. Les réactions utilisées sont alors les suivantes :

$$^{10}B + ^{1}n \longrightarrow \alpha + ^{7}Li$$

$$^{10}B + ^{1}n \longrightarrow p + Be^{10}$$

$$^{6}Li + ^{1}n \longrightarrow \alpha + H^{3}$$ ou encore la relation

$$^{14}N + ^{1}n \longrightarrow p + C^{14}$$ utilisant les atomes d'azote que comportent toutes les émulsions. Par l'examen de ces plaques au microscope on peut, souvent d'ailleurs avec une efficacité assez faible (variant de 8 à 15 %) connaître le nombre de neutrons incidents. (Réf. 6). Cette méthode actuellement quelque peu délaissée apporte, en plus d'un travail de déchiffrage important, une grosse difficulté dans le cas usuel d'un rayonnement γ parasite. Par un choix soigneux des émulsions employées on peut cependant diminuer le fond γ dans des proportions importantes, mais la nécessité d'exposition relativement longue dans les cas de flux de neutrons peu élevé provoque rapidement un noircissement des plaques dans lequel les traces utiles sont difficile à repérer.

Toutes ces méthodes, malgré souvent l'avantage d'une efficacité approchant cent pour cent, nous ont été interdites par la nécessité d'avoir un détecteur suffisamment petit pour que le flux des neutrons ne soit pas perturbé d'une manière trop importante. En effet, l'utilisation d'un compteur

../..

proportionnel ou d'une chambre d'ionisation dans le cas d'une faible densité de neutrons nous obligeait à avoir un volume utile d'assez grande valeur puisque de l'ordre de 20 cm^3 dans le cas le plus faborable. Même si nous avions pu nous procurer un petit compteur à $B.F_3$ de volume voisin de 1 cm^3 nous n'aurions eu qu'un taux de comptage très faible. Les compteurs à scintillations pour la même raison durent être éliminés puisque le volume du photo multiplicateur suivant le scintillateur est lui-même bien supérieur à 20 cm^3. L'utilisation des émulsions nucléaires étant longue et d'une efficacité très faible il ne nous restait, dans le cadre du laboratoire, qu'une seule méthode : celle de la radioactivité induite.

Radioactivité induite.

Dans cette méthode tout élément qui, avec le rayonnement considéré, donne un produit radioactif peut être utilisé théoriquement. Le gros avantage de cette méthode réside dans les deux faits suivants :

a) sensibilité très faible et même souvent nulle à la présence de rayonnement γ .

b) très petit espace occupé par le détecteur ce qui donne la possibilité d'effectuer une localisation précise de l'échantillon et ce qui ne perturbe la distribution des neutrons que dans des proportions très faibles.

Cependant cette méthode présente le fait de ne pouvoir être utilisée d'une manière continue ce qui peut l'interdire dans certains cas.

Principe de cette méthode.

Le principe est très simple : on expose une parcelle du matériau détecteur choisi au flux de neutrons thermiques et ceux-ci induisent dans ce matériau une radioactivité induite qui peut être mesurée après l'exposition. De cette mesure on peut alors déduire le nombre de neutrons responsables de cette radioactivité et, par conséquent, connaissant la section efficace de réaction pour le matériau utilisé, la densité de neutrons effective.

Considérons en effet un détecteur qui absorbe les neutrons à un taux de S_o constant par seconde (c'est le cas d'un détecteur exposé à un

../..

flux constant) et que par voie de conséquence il est le siège d'une radioactivité induite de vie moyenne τ. Dans ce cas le nombre d'atomes radioactifs N^* est donné par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dN^*}{dt} = S_o - N^*\lambda \quad \text{avec} \quad \frac{I}{\lambda} = \tau$$

et l'activité du détecteur t secondes après une exposition constante de durée t_{ex} est :

$$S\ (t,\ t_{ex}) = S_o\ (\ I - e^{-t_{ex}/\tau}\ )\ e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad \text{soit}$$

$$S\ (t,\ t_{ex}) = \frac{I - e^{-t_{ex}\lambda}}{e^{\ t\lambda}}\ S_o$$

et l'activité observée (mesurée par comptage) est :

$S'\ (t,\ t_{ex}) = \mathcal{E} S\ (t,\ t_{ex})$ où $\mathcal{E}$ représente l'efficacité totale du système de détection, $\mathcal{E}$ va donc dépendre

a) des propriétés de la radiation en cause,

b) du matériau de la sonde,

e) de la géométrie,

d) de l'efficacité propre du compteur utilisé.

Dans la pratique, pour annuler les effets provenant d'une durée d'exposition différente, on ne fera intervenir que l'activité de saturation, c'est-à-dire l'activité qu'aurait l'échantillon considéré à la suite d'une exposition constante de durée infinie. Si :

t = durée d'exposition aux neutrons

t_1 = temps au début du comptage mesuré depuis la fin de l'exposition,

t_2 = temps à la fin du comptage mesuré depuis la fin de l'exposition

N = Nombre de coups comptés pendant la durée $t_2 - t_1$ cette activité de saturation $C_{o_{sat}}$ sera donnée par l'équation :

$$C_{o_{sat}} = \frac{N}{\tau(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})(1 - e^{-t/\tau})}$$

../..

Si l'efficacité totale du système de détection est connue la mesure de $C_{o_{sat}}$ peut être interprétée directemat. En effet considérons une source de neutrons polyenergétiques placée dans un milieu ralentisseur infini et soit Q l'activité de cette source (en neutrons par seconde) et σ_{a_m} la section efficace d'absorption dans le milieu ralentisseur : à l'équilibre on a :

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 \, dr. \int_0^{E_{max}} N \; \phi\,(r,E) \; \sigma_{a_m}(E) \; . \; dE$$

$$Q = 4\pi N \int_0^{\infty} \phi\,(r) \quad \overline{\sigma_a}\,(r) \; . \; r^2 \; . \; dr.$$

où r représente la distance à la source.

Le problème consiste alors dans la détermination expérimentale de la fonction $\phi\,(r) \; \overline{\sigma_{a_m}}\,(r)$.

Si le milieu utilisé est un milieu ralentisseur usuel (eau, paraffine, graphite) il a la propriété d'avoir $\sigma_{a_m}(E)$ (section efficace) qui obéit à la loi en $\frac{1}{v}$, d'autre part si on emploie un détecteur obéissant à la même loi et pour lequel le rapport $\frac{\sigma_{a_m}}{\sigma_{a_d}}$ est connu, la fonction $\phi\,(r)\,\overline{\sigma_a}\,(r)$ peut être alors mesurée. Le taux de comptage de ce détecteur placé à la distance r sera :

$$B\,(r) \;=\; C_{o_{sat}} = N' \, . \, V' \, . \, \phi\,(r)\,\sigma_{a_d}\,(r) \quad \text{où :}$$

N' = nombre d'atome par cm^3 pouvant intervenir dans la réaction

V' = volume du détecteur

σ_{a_m} = section efficace d'absorption du milieu

σ_{a_d} = section efficace d'absorption du détecteur

en combinant cette équation avec la précédente on voit que :

$$Q = \frac{4\pi N}{N'V'} \quad \frac{\sigma_{a_m}}{\sigma_{a_d}} \int_0^{\infty} B\,(r)\; r^2 . dr \qquad \text{le rapport} \quad \frac{\sigma_{a_m}}{\sigma_{a_d}}$$

(dans le cas de la loi en $\frac{1}{v}$) étant indépendant de la position dans le milieu.

../..

Choix de substance de la sonde (détecteur).

D'une manière générale ce choix est limité par la valeur de la période de la radioactivité induite. En effet, elle doit être mesurable assez facilement et conduire à des comptages suffisamment élevé pour obtenir une erreur faible. Aussi, avec un appareillage classique, ce choix ne peut-il se faire que dans la gamme 10^{-1} sec $< T < 10^4$ années.

D'un autre côté, on dôt rechercher une substance qui, dans le domaine des neutrons thermiques, présente une section efficace σ_{ad} la plus grande possible et qui, pour une raison vue précédemment, obéisse à la loi en $\frac{1}{v}$. De plus, la radioactivité induite qui sera mesurée doit donner lieu à des comptages simples (par exemple : comptage de β ou de γ). Ne seront donc utilisées que les substances donnant avec les neutrons thermiques des réactions (n, β) ou (n, γ).

Suivant le cas, le détecteur peut être liquide ou solide. La cas du détecteur liquide apportant des difficultés supplémentaires au sujet de la localisation de l'échantillon, nous ne considérerons que le cas du détecteur solide.

La liste des éléments couramment employés dans cette méthode figure au tableau (page 12)

Detecteurs usuels utilisés pour la radioactivité induite

Elément ou Isotope	Abondance en %	σ_{act} (thermique) en barn	Période	Type d'activité
Mn^{55}	100	12 ± 2	2,6 h	β, γ
Rh^{103}	100	12 ± 2 140 ± 30	4,3 m 44 sec	γ γ
Ag^{107}	51,9	44 ± 9	2,3 m	β
Ag^{109}	48,1	2,2 ± 0,5 110 ± 20	270 j 24,5 sec	β, γ β, γ
In^{113}	4,2	56 ± 12 2 ± 0,5	50 j 12 sec	γ β
In^{115}	95,8	145 ± 10 52 ± 6	54 m 13 sec	β, γ β
Au^{197}	100	95 ± 0,2	2,7 j	β → γ
Au^{198}	2,7 j période	18000 ± 8000	3,3 j	β, γ
Dy^{164}	28,2	2600 ± 300 < 1000	1,4 m 2,4 h	γ β, γ
Dy^{165}	T = 2,4 h	5000 ± 2000	81 h	β

CHAPITRE II.

SUBSTANCES ET APPAREILLAGES UTILISES.

Notre choix de la substance nous a été dicté par les possibilités du laboratoire. Nous voulions une substance solide afin de permettre une localisation bien définie, aussi, ayant le choix entre l'or et l'indium nous avons utilisé ce dernier. La réaction employée étant la suivante :

$$^{115}_{49}In + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{116}_{49}In^{*} \longrightarrow ^{116}_{50}Sn + \overline{\beta}$$

Les sondes employées avaient les caractéristiques suivantes :

- diamètre : 22,90 ± 0,01 mm
- épaisseur : 0,20 ± 0,01 mm

Ce diamètre petit nous a permis de négliger les effets de bord lors du comptage des β dans les compteurs à fenêtre en bout et de limiter à une faible valeur les corrections de dérangement d'activation tout en conservant, grâce à la section efficace importante de l'indium pour les neutrons thermiques un taux de comptage suffisant. Le support de ces sondes fut du papier d'aluminium d'épaisseur : 0,05 mm dont l'influence n'a pu être détectée ceci par comparaison avec la même sonde utilisée sans support. Il est d'ailleurs à remarquer que l'aluminium est le support le plus souvent utilisé dans ces méthodes (Réf. 7)

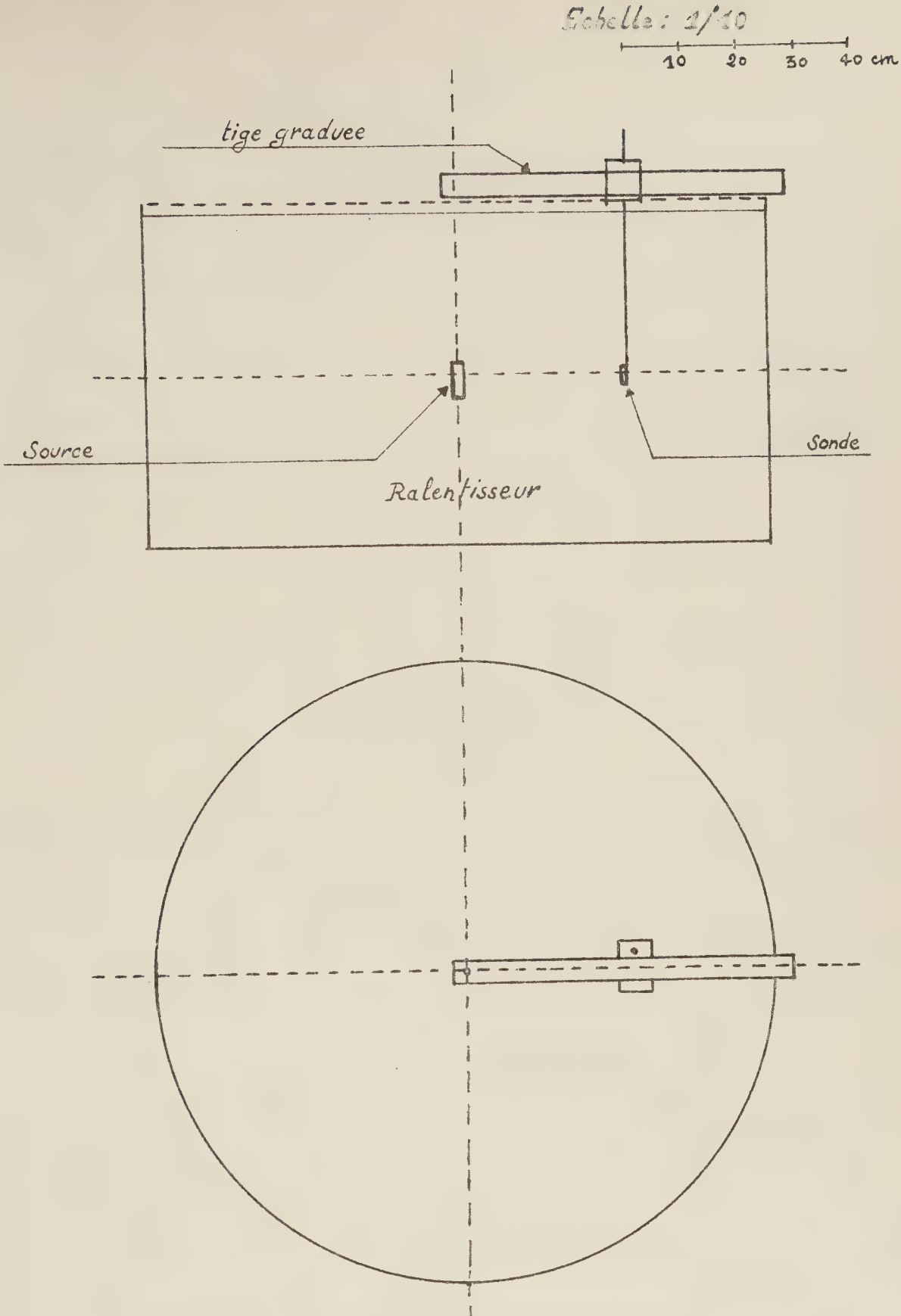
La cuve recevant le ralentisseur était une cuve cylindrique de hauteur h = 60 cm et de diamètre D = 110 cm. La source était suspendue dans l'axe de révolution de cette cuve ; la sonde et la source étant dans le plan

../..

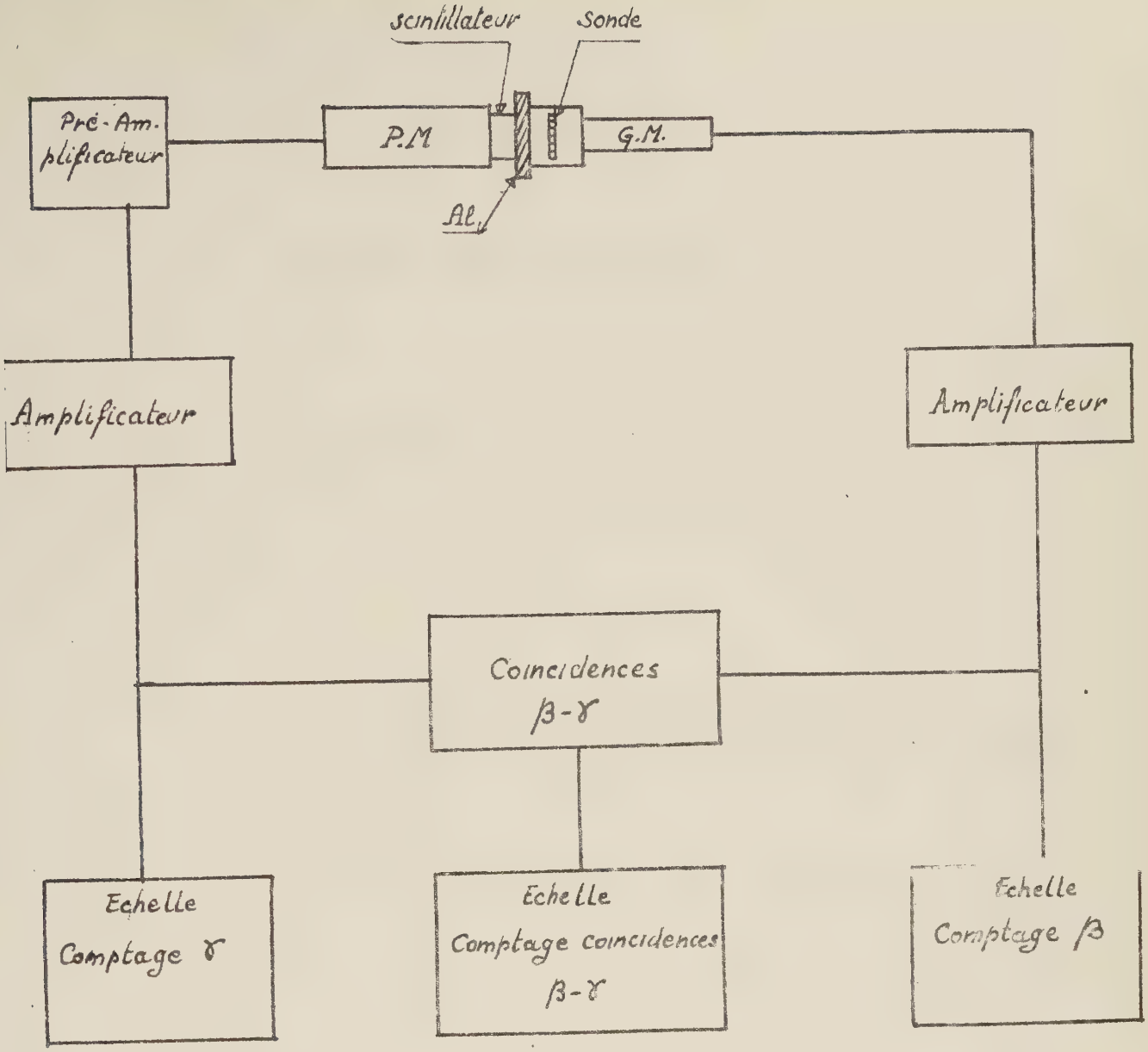
médiateur horizontal du ralentisseur.

La sonde était suspendue au moyen d'une tringle graduée reposant sur les bords de la cuve et pouvant tourner autour de l'axe de révolution du système, ceci afin de connaître l'influence du facteur angulaire (cf : croquis page 15)

Le procédé decomptage était classique. Il comprenait pour le comptage des β un compteur à fenètre en bout en mica et pour le comptage des γ un scintillateur Na.I suivi d'un photomultiplicateur. Un groupement d'amplificateurs et d'échelles comme le montre le bloc diagramme (page 16) permettait le comptage des coïncidences $\beta - \gamma$ ainsi que le comptage séparé des β et des γ .



Appareillage utilisé pour l'exposition des sondes



Bloc diagramme électronique

CHAPITRE III.

ETUDE DES DIFFERENTES CORRECTIONS.

Ces corrections sont de deux types différents :

1) les corrections qu'on pourrait appeler corrections théoriques,
2) les corrections dues à l'imperfection de l'appareillage utilisé.

I. Corrections théoriques.

Elles groupent :

a) les corrections de self-absoprtion dans la sonde,
b) les corrections de dérangement d'activation. ("Self protection")

A- Corrections de self-absroption.

Toute source radioactive ayant une épaisseur non négligeable absorbe en elle-même une partie du rayonnement qu'elle émet. Cette absorption interne dépend naturellement du rayonnement lui-même et du matériau de la sonde. Pour certain rayonnement à faible pouvoir de pénétration (cas du rayonnement α par exemple) cette absorption est très importante tandis que pour d'autre (certain γ d'énergie suffisante) elle devient absolument négligeable.

Dans le cas qui nous occupe nous avions affaire à un rayonnement électronique où l'influence de l'épaisseur est importante.

Pour mesurer ce coefficient, que nous appelerons facteur G, en fonction de l'épaisseur de la sonde, nous avons utilisé le fait que notre source radioactive (In^{116}) est un émetteur simultané γ et β. En effet, si l'on regarde le schéma de désintégration de l'indium on s'aperçoit que les γ émis sont d'énergie suffisante pour qu'on puisse considérer leur absorption dans la sonde comme nulle. Connaissant alors l'activité $4\pi\beta$ et l'activité simulta-

../..

née observée $4\pi\gamma$ il est facile du rapport de ces deux activités d'en déduire le facteur d'absorption pour l'épaisseur considérée.

L'activité γ a été mesurée à l'aide d'un scintillateur Na.I suivi d'un photomultiplicateur. L'efficacité de ce système de détection ayant été mesuré à l'aide d'une source de Cs 137 d'activité connue (les β émis par cette source étant annulés par l'interposition d'une épaisseur de 3 mm d'aluminium).

Le comptage des β a été fait par l'intermédiaire d'un compteur à fenètre en bout d'ont l'efficacité dans l'appareillage utilisé était de 10^{-3} aux γ.

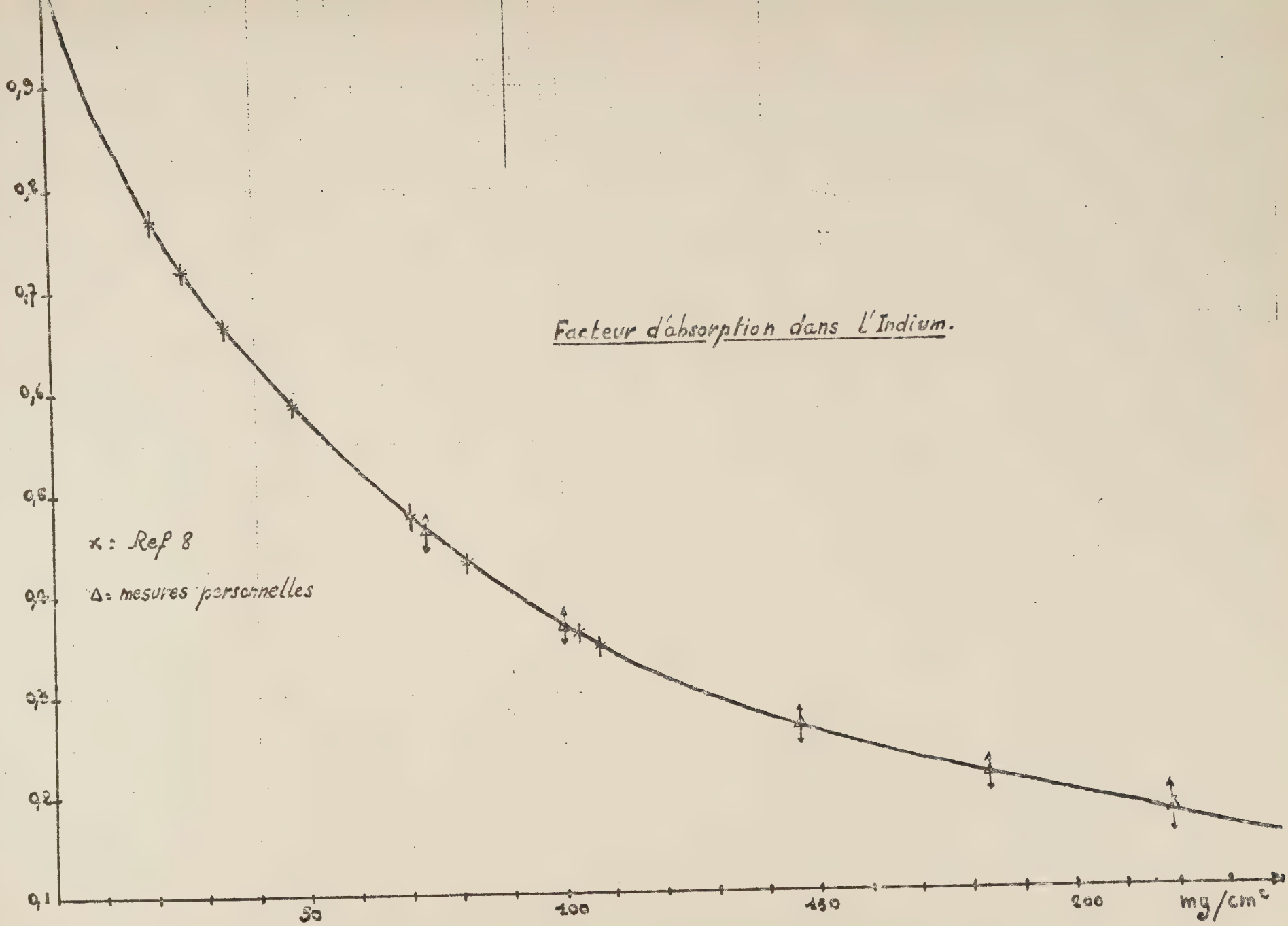
Pour chaque épaisseur de sade nous avons effectué trois expériences différentes dat nous avons pris la moyenne. Ne possédant pas de feuille d'indium d'épaisseur inférieure à 1/10 de millimètre, nous avons effectué les expériences pour des épaisseurs variant de 1/10 à 4/10 de millimètre. Ceci nous a permis de tracer la courbe du facteur G de self-absorption des β dans l'indium. Cette courbe obtenue se raccorde d'ailleurs très bien à celle obtenue par Stelzer (Réf. 8) pour des épaisseurs variant de 0 à 1/10 de millimètre. Voir courbe (page 19)

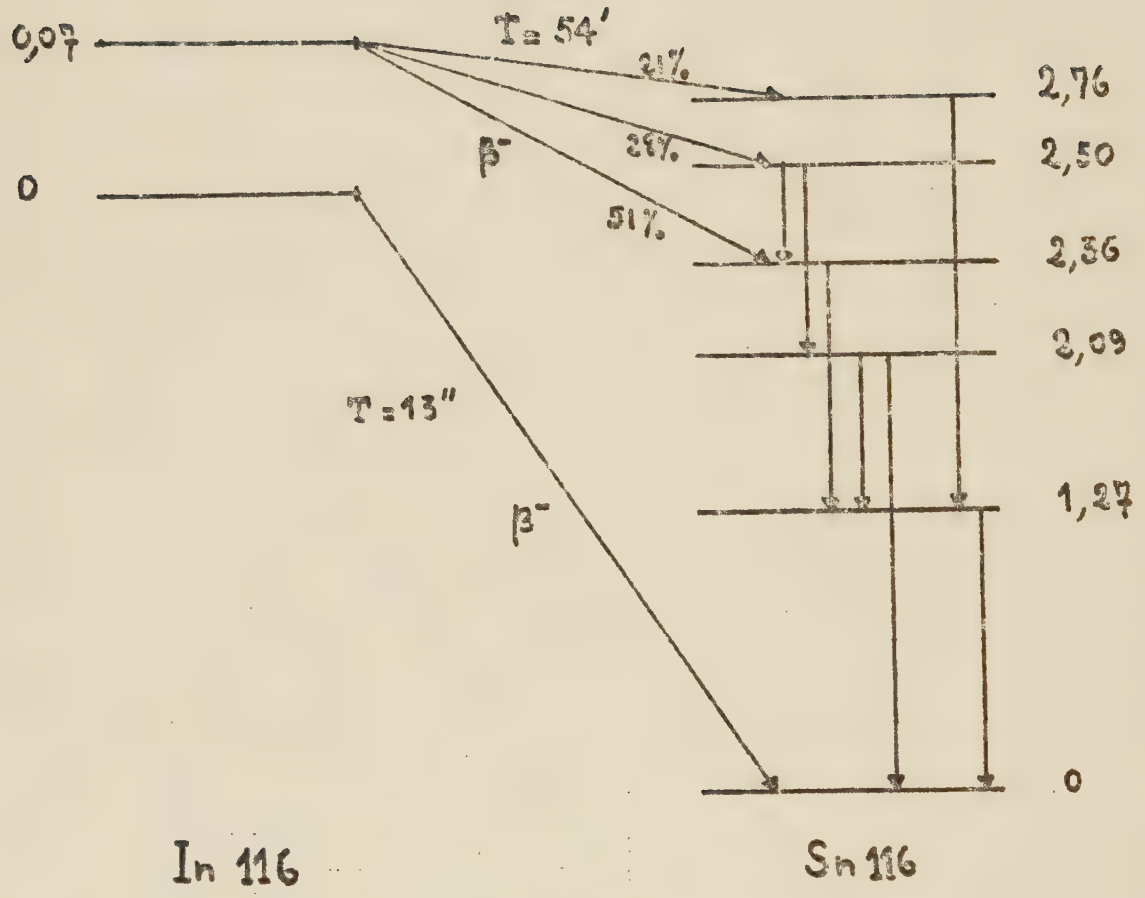
D'après cette courbe on voit qu'il serait avantageux à priori d'éliminer la grande importance de ce facteur par l'intervention de sondes ultra-minces (on voit par exemple que pour une densité superficielle de 4 mg/cm^2 le coefficient d'erreur par rapport à 1 devient très petit). Malheureusement, cet avantage devient rapidement inutilisable par suite de deux difficultés principales.

1) Bien qu'il soit possible, par évaporation sous vide, d'effectuer des sondes ultra-minces la connaissance exacte de leur densité superficielle s'avère difficile et imprécise.

2) Les sondes ultra-minces nécessitent, pour avoir un taux de comptage acceptable, un flux de neutrons très important du fait même de leur très faible densité superficielle, ce qui ne peut avoir lieu que dans les réacteurs ou dans le cas de sources exceptionnellement actives.

../..


Facteur d'absorption dans l'Indium.
x : Ref 8
Δ : mesures personnelles
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
50
100
150
200
mg/cm²



Desintegration de l'Indium 116

D'après la courbe précédente on voit que, la densité superficielle de nos sondes étant de 146 mg/cm^2, le facteur par lequel il faut multiplier le taux de comptage dans le cas des neutrons thermiques sera de $1/G = 3,7$. La valeur très importante de ce facteur est provoquée par la grande épaisseur des sondes employées. D'autres auteurs travaillant avec des flux beaucoup plus importants et par conséquent des épaisseurs beaucoup plus faibles arrivent à obtenir un facteur voisin de 1. (Réf 9)

B- Correction de dérangement d'activation ou de "self protection".

D'une manière générale on peut penser que, du fait de la sonde placée en un point P au milieu, un neutron qui serait absorbé par celle-ci pourrait en son absence revenir au point P et contribuer ainsi au flux de neutrons en ce point. La présence de la sonde provoque donc une dépression de flux donc un dérangement d'activation. Ceci est surtout vrai dans un cas qui nous intéresse, c'est-à-dire celui des neutrons thermiques.

Le facteur F par lequel il faut multiplier le taux de comptage peut être dans ce cas calculé par l'équation de Bothe :

$$F = I + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{3R}{2\lambda_{tr}} \quad \frac{L}{R - L} - 1 \right) \qquad \text{si } R > 2\lambda_{tr} \qquad (1)$$

et :

$$F = I + \frac{0,34\, R\, \alpha}{\lambda_{tr}} \qquad \text{si } R < 2\lambda_{tr} \qquad (2)$$

où R = rayon de la sonde (sphérique ou disque d'épaisseur très faible par rapport au rayon).

λ_{tr} = libre parcours moyen de transport dans le milieu considéré

L = longueur de diffusion dans ce même milieu

$$L = \frac{\lambda_{tr} \quad \lambda_a}{3 \left(I - \frac{2}{5} \frac{\lambda_{ter}}{\lambda_a} \right)}$$

../..

α = probabilité d'absorption des neutrons dans une traversée de la sonde. Bothe donne pour α dans le cas d'un flux isotropique :

$$\alpha = I - e^{-\mu d} (I - d\mu) + d^2 \mu^2 E(-d\mu) \quad \text{où}$$

d = épaisseur de la sonde.

μ = coefficient d'absorption des neutrons dans le matériau de la sonde.

La courbe $\alpha = f(d\mu)$ est d'ailleurs connue (cf courbe page 23)

Calcul de ce coefficient.

Dans notre cas $R = 2,29/2 \pm 0,001$ mm. Or $\lambda_{tr_{H_2O}}$ (15°) est égal à $0,425 \pm 0,02$ cm (Réf 10). Donc $R \gg 2\ \lambda_{tr}$ aussi nous utiliserons la formule correspondante dans laquelle nous prendrons $L_{H_2O} = 2,75$ (Réf. 11)

Pour α nous avons utilisé la courbe précédente. Pour cela il suffit de calculer μd correspondant à la sonde employée.

On a $\mu d = M \sigma_a d$ avec

N = densité d'atomes pouvant subir la réaction

σ_a = section efficace d'absorption.

d'où en prenant pour section efficace $\sigma_a = 145 \pm 10\ 10^{-24}$ cm^2 (Réf 12), on trouve $\mu d = 0,11$, ce qui correspond sur la courbe précédente à la valeur $\alpha = 0,185$.

En remplaçant dans la formule I les lettres par leur valeur on trouve

$$F = 1,17$$

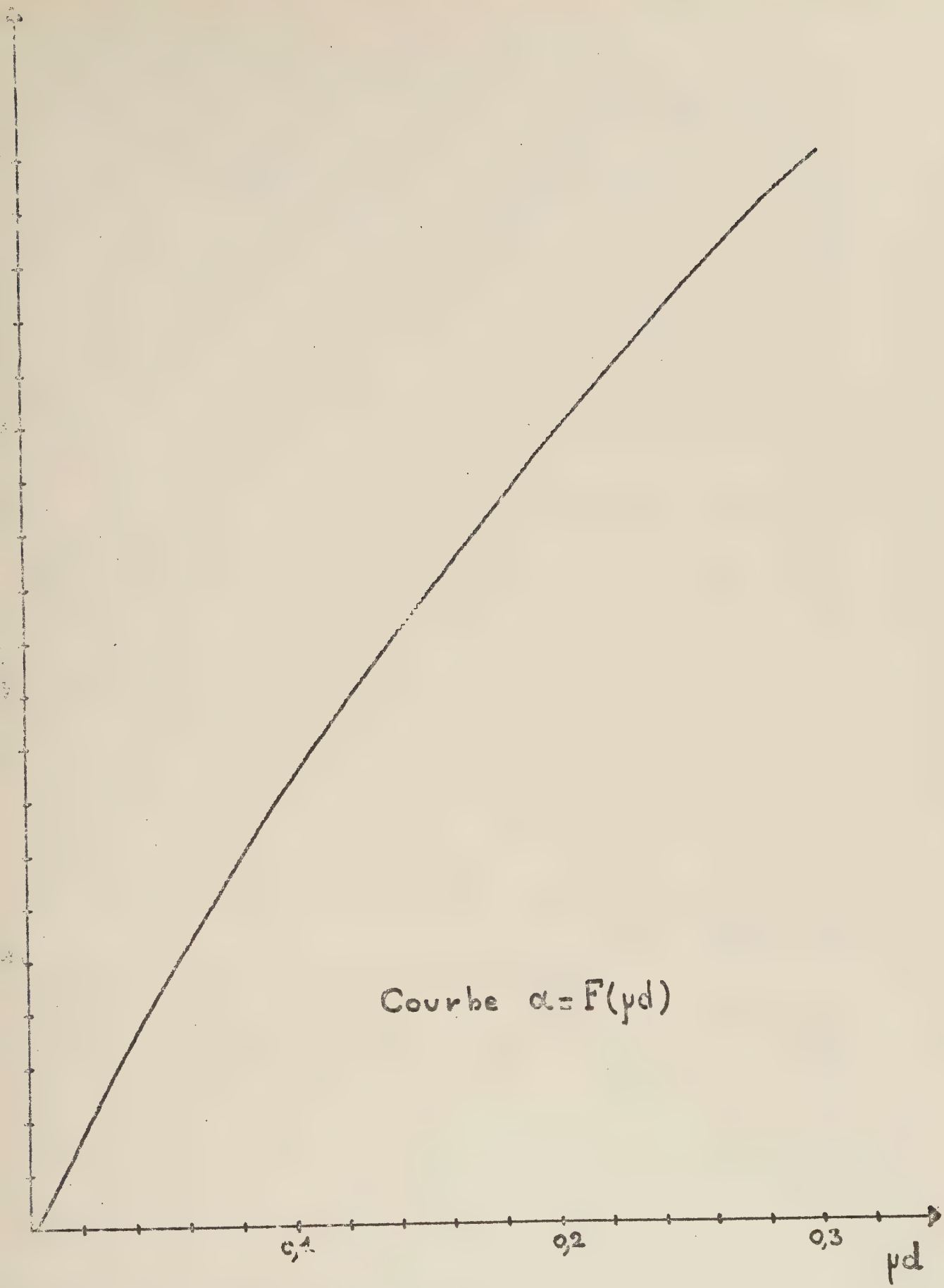
On voit que ce facteur, bien que faible par rapport au facteur G précédent, n'est pas négligeable malgré l'utilisation de sondes très petites.

II. Corrections dues aux imprefections de l'appareillage.

A- Correction provoquée par la présence de neutrons épithermiques parmi les neutrons thermiques.

Cette correction s'effectue facilement enutilisant la méthode

../..



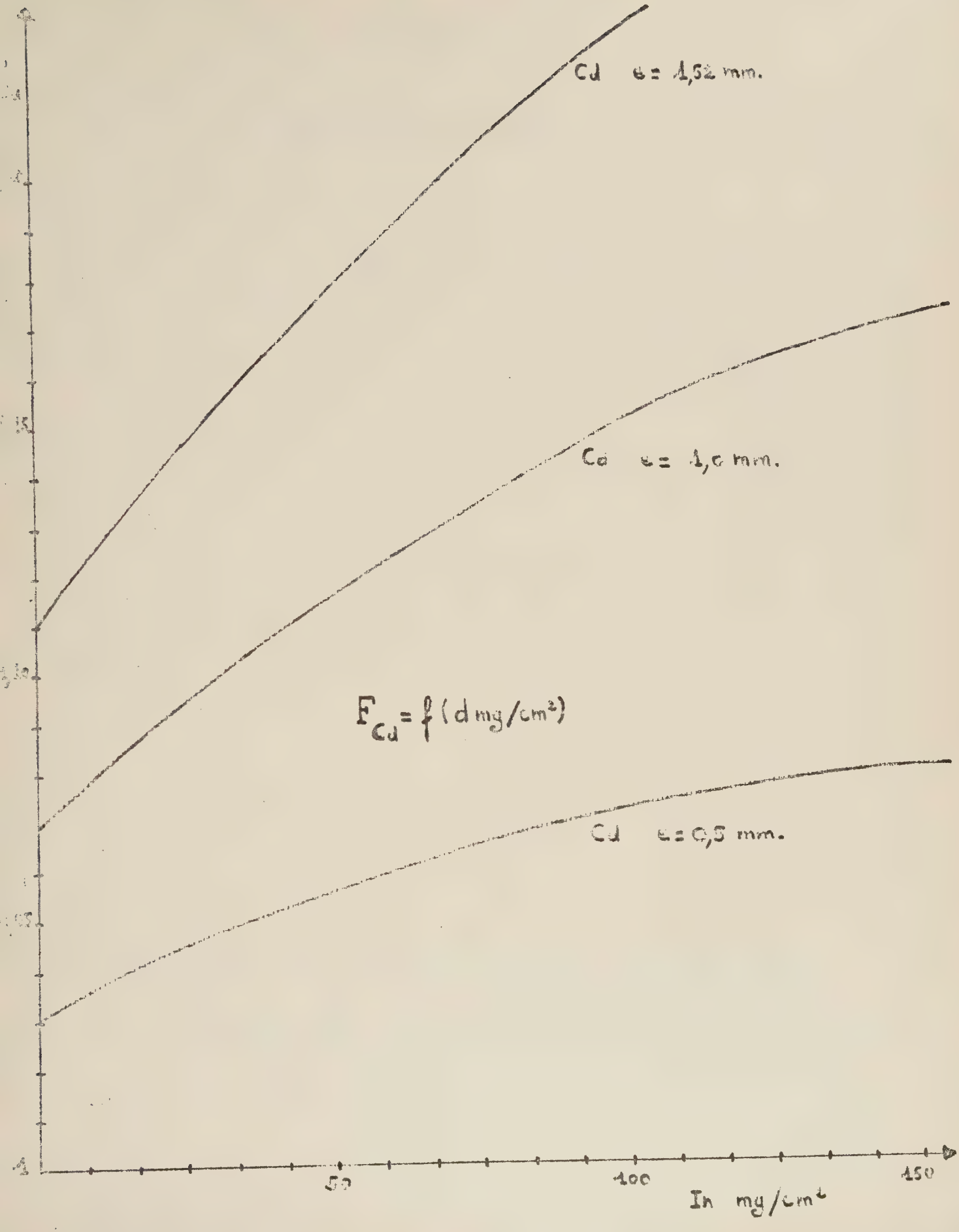
Courbe $\alpha = F(\mu d)$

de différence avec le cadmium. En effet, si N_1 est l'activité mesurée de la sonde sans revètement de cadmium et si N_2 est l'activité avec le revètement de cadmium, la différence $N_1 - N_2$ représente l'influence due uniquement aux neutrons thermiques, puisque le cadmium sous une épaisseur suffisante (par exemple e = 1 mm) est pratiquement imperméable aux neutrons du domaine thermique. Par contre le cadmium absorbe quelques uns des neutrons d'énergie supérieure et la correction qu'il introduit nous est donnée par la courbe (page 25) (Réf 12). Dans notre cas le facteur F_{cd} par lequel il faut multiplier l'activité mesurée dans le cas de revètement de cadmium est 1,17. Il va de soi que, comme pour les mesures sans couvertures de cadmium, il y a lieu de tenir compte des corrections définies précédemment ainsi que celles dues à l'efficacité du système de comptage.

B - Efficacité du système de comptage.

En utilisant, grâce au petit diamètre,des sondes, uniquement la partie centrale des compteurs à fenètre en bout pour le comptage des β de l'induim, nous avons pu considérer que l'efficacité du compteur pour ce rayonnement était de cent pour cent. Par contre, nous nous sommes rendu compte que ce même compteur β par suite de la disposition de l'appareillage, avait une efficacité relativement importante aux γ émis par l'indium. Aussi par une expérience annexe, et avec le même appareillage, nous avons déterminé cette efficacité. Nous avons trouvé que seuls les 91 % du comptage effectif provenait bien du comptage des β. Cette efficacité apparente importante vis à vis des γ résulte probablement dans une diffusion de ceux-ci par les briques de plomb nécessaires à la protection de l'appareillage contre la radioactivité externe. En effet le compteur β employé ne devait avoir qu'une efficacité voisine de 10^{-3} au rayonnement γ.

D'un autre coté, les corrections de temps mort (d'après les caractéristiques du constructeur $\tau = 200\,\mu$ sec.) sont dans notre cas inutiles par suite d'un taux de comptage toujours bien inférieur à la limite nécessitant ces corrections.


Cd e = 1,52 mm.
Cd e = 1,0 mm.
Cd e = 0,5 mm.
$F_{Cd} = f(d\ mg/cm^2)$
50
100
150
In mg/cm²

CHAPITRE IV

MESURES ET RESULTATS OBTENUS

Nous disposions, pour effectuer nos mesures de cinq sondes d'indium numérotées de 1 à 5. Ceci devait nous permettre d'attendre l'arrêt total de la radio activité induite de chaque sonde avant le réemploi de celle-ci. De plus, chaque sonde a été utiliséedans les deux expériences (ralentissement par l'eau et par la paraffine) pour les mêmes distances r de la source, ceci afin de conserver un rapport indépendant des très faibles variations de volume entre les différentes sondes employées dans les deux séries d'expériences.

Pour chaque distance r nous avons fait trois mesures différentes et nous avons pris la moyenne des résultats. Le bruit du compteur groupé avec le fond du laboratoire, pendant toute la durée de nos mesures (deux mois) est resté, par chance, relativement constant puisqu'avec le compteur Geiger Muller nous avons enregistré pour deux heures de comptage ininterrompu une variation extrême allant de : 2505 à 2632. Nous avons donc pris pour toutes nos mesures un fond moyen de 2570 ± 60 coups pour une durée de deux heures. Lors de chaque mesure nous nous sommes assurés de la stabilité du palier du compteur, ce qui d'ailleurs nous a donné de grosses difficultés. En effet, ce n'est qu'après avoir essayé de nombreux compteurs que nous avons pu parmi tout un lot provenant directement du constructeur en trouver un qui ait des caractéristiques stables. Nous avons tout d'abord, avant d'incriminer les compteurs, vérifié la stabilité de l'alimentation T.H.T. Celle ci s'étant avérée correcte après essais nous avons étudié les caractéristiques de l'échelle automatique (Mesco) que nous avions. Celle-ci ne déclenchait que pour des impulsions de hauteur supérieure à 5 volts, aussi pour plus de sécurité et pour ne pas avoir à monter la T.H.T. à une valeur trop grande et néfaste à la vie du compteur nous avons dû ajouter un étage d'amplification. Après transformation l'échelle déclenchait pour des impulsions de hauteur 1 volt. Ainsi, après ces multiples essais nous avons pu obtenir un compteur de stabilité correcte pour une tension de 1425 volts.

../..

La durée d'exposition des sondes n'a jamais été inférieure à 12 heures et le début de chaque comptage s'est toujours effectué 3 minutes après la fin de l'irradiation, ceci afin d'éliminer pratiquement complètement la radioactivité de période 13 secondes de l'indium (Cf schéma de désintégration de l'indium) (page 19)

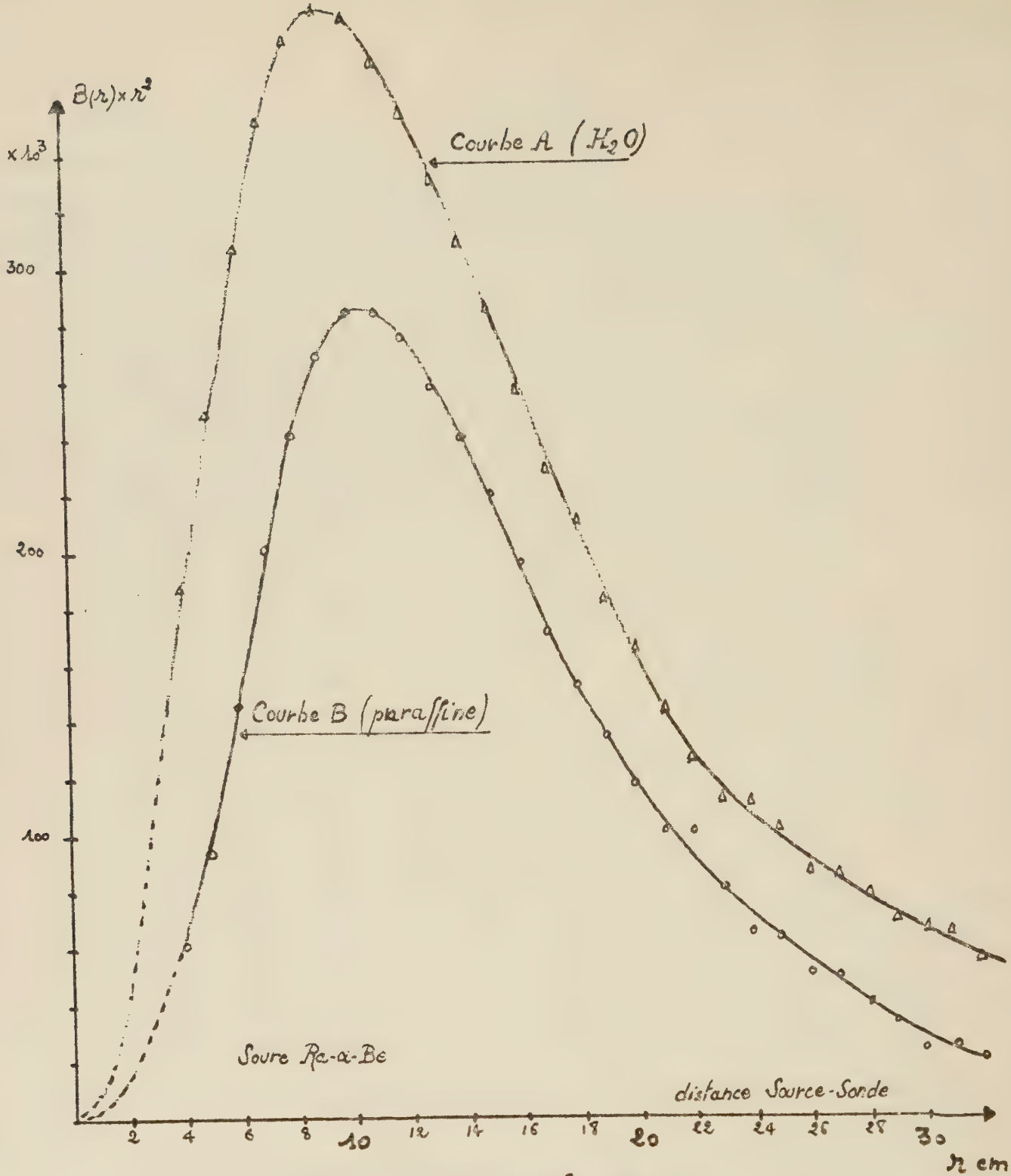
Toutes les mesures faites nous ont permis à partir du tableau ci-dessous de tracer la courbe A page 28 donnant l'activité vraie multipliée par r^2 des sondes pour r variant de 4 cm à 32 cm. Cette courbe représente l'activité vraie au facteur r près, c'est-à-dire qu'elle tient compte de toutes les corrections que nous avons établies précédemment.

	H_2O	Paraffine		H_2O	Paraffine
r	$B(r).r^2$	$B(r).r^2$	r	$B(r).r^2$	$B(r).r^2$
4	187 10^3	61 10^3	19	184 10^3	135 10^3
5	249	95	20	165	119
6	308	145	21	144	100
7	352	201	22	126	101
8	380	242	23	112	81
9	392	268	24	110	65
10	388	284	25	101	63
11	372	283	26	86	50
12	364	275	27	84	49
13	330	258	28	79	40
14	358	240	29	70	34
15	284	219	30	66	22
16	256	195	31	65	22
17	228	171	32	56	20
18	210	152			

L'intégration s'est faite de la manière suivante :

a) de 0 à 4 cm nous avons extrapolé la courbe expérimentale à l'aide des courbes obtenues par d'autres chercheurs (Réf. 13), d'ailleurs cette extrapolation n'intervient que très faiblement dans l'intégration totale.

../..



Courbes experimentales B(r) x r²

b) de 0 à 30 cm l'intégration s'est faite par la méthode de Simpson. Cette intégration nous a donné le résultat suivant :

$$\int_0^{30} B(r).\, r^2.\, dr. = 6074{,}6\ 10^3$$

c) pour la partie de la courbe qui va de 30 cm à l'infini, nous avons utilisé le fait connu suivant : dans le cas de ralentissement par l'eau, la paraffine, le graphite etc... on peut considérer que la fonction $Y = B(r).\, r^2$ est exponentielle de la forme $Y = A\ e^{-\frac{r}{\lambda}}$ à partir de 20 cm de la source, l'approximation avec laquelle cette fonction exponentielle rend compte de la courbe expérimentale étant d'autant meilleure que l'on s'éloigne de la source. Pour les détecteurs thermiques et pour r supérieur à 20 cm $\lambda = 10{,}00$ cm (Réf. 14). La constante A s'obtient par identification avec la courbe expérimentale. On trouve dans notre cas $A = 10^6$.

D'où le calcul de :

$$\int_{30}^{\infty} B(r).r^2.dr = \int_{30}^{\infty} A\, e^{-\frac{r}{\lambda}}.\, dr = 0{,}500.10^6$$

Au total nous obtenons donc :

$$\int_0^{\infty} B(r).r^2.dr \doteq 6574{,}6.10^3$$

D'où, en utilisant la formule vue précédemment :

$$Q = \frac{4\pi N}{N'\ V'}\ \frac{\nabla_{am}}{\nabla_{ad}} \int_0^{\infty} B(r)\ r^2.dr \text{ qui peut s'écrire :}$$

$$Q = \frac{4\pi A_d}{P\ \ A_m}\ \frac{\nabla_{am}}{\nabla_{ad}} \int_0^{\infty} B(r)\ r^2.dr \quad \text{aved :}$$

P = poids du détecteur

et en remplaçant les lettres par leur valeur qui sont :

P = poids moyen des sondes utilisées : 0,6013 ± 0,001 gr

../..

$\sigma_{ad} = 145 \pm 10$ barn

$\sigma_{am} = 0,313 \pm 0,005$ barn

nous obtenons alors $Q = 3,815.10^6 \pm 10\ \%$ neutrons/sec.

Ce résultat a été obtenu en utilisant l'eau comme ralentisseur. Par une deuxième série d'expériences faites avec la paraffine comme ralentisseur (paraffine raffinée 54/56 de la société Shell) et par des calculs similaires nous avons obtenu en utilisant les valeurs suivantes :

$\lambda = 0,306 \pm 0,021$ cm

paraffine

$L = 2,42 \pm 0,04$ cm

paraffine

D = densité de la praffine : 0,895

Paraffine employée : mélange de Pentacosane et de Hexacosane (C_{25}, H_{52}) et (C_{25} , H_{54}) de poids moléculaire respectif 352 et 366.

Le poids moyen poléculaire de la paraffine étant de 359 ± 3.

$$\int_0^{\infty} B(r).r^2.dr = 4880\ 10^3$$

Ceci à l'aide de la courbe B page 28et par les mêmes méthodes que pour la courbe précédente A. Ce qui en appliquant la formule générale, nous donne :

$$Q = 4,169\ 10^6 \pm 10\ \%$$ neutrons par seconde.

Discussion de ces résultats.

Par la comparaison des deux résultats précédents on voit qu'on obtient effectivement une légère augmentation pour la valeur de Q dans le cas de ralentissement par la paraffine. Cette augmentation qui est ici de l'ordre de 9 % correspond bien aux erreurs d'expérience près à l'absorption des neutrons par l'oxygène de l'eau comme nous le verrons au chapitre suivant.

Les erreurs portant sur les valeurs expérimentales de Q ont été déterminées à l'aide des erreurs primaires (erreurs sur les comptages, sur les valeurs numériques employées, sur l'intégration etc...). L'erreur globale

../..

est relativement grande mais on s'aperçoit que les valeurs numériques employées sont elles-mêmes entachées d'erreurs importantes (par exemple 2 % sur la section efficace de l'hydrogène, 4 % sur la section efficace de l'indium). L'erreur globale sur les résultats expérimentaux étant voisine de 4 % nous arrivons à une erreur totale de 10 %.

On peut donc admettre que la valeur absolue de l'activité de la source de Ra.Be mise à notre disposition est de

$$Q = 4{,}17\ 10^6 \pm 10\ \%$$ neutrons par seconde.

Les différentes valeurs existantes pour une source de 1 curie de RaBe étant de 17 à 13,2 10^6 n/sec. la valeur précédente $Q = 4{,}17\ 10^6$ n/s correspondrait respectivement à 245 mc et 310 mc.

CHAPITRE V.

ETUDE THEORIQUE DE L'INFLUENCE DE LA REACTION $^{16}O\ (n,\alpha)\ C^{13}$ DANS LE RALENTISSEMENT PAR H_2O POUR LE CALCUL DE L'ACTIVITE ABSOLUE D'UNE SOURCE DE NEUTRONS POLYENERGETIQUES.

I. Rappels théoriques.

La théorie des collisions nous donne la perte moyenne logarithmique d'énergie par collision. Elle s'écrit en effet

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \operatorname{Log} \frac{A-1}{A+1}$$

où A représente le nombre atomique du noyau entrant en collision avec le neutron.

a) Cas d'une source monoénergétique placée dans un milieu ralentisseur non absorbant et infini.

La théorie élémentaire de la diffusion peut être utilisée à la description de la distribution des neutrons dans le ralentissement par chocs successifs. Pour cela, il est nécessaire d'introduire dans cette théorie un variable supplémentaire qui tient compte de l'énergie E_n des neutrons. Cette nouvelle variable par raison de commodité de calcul sera $\mathcal{E} = \operatorname{Log} E_n$. La distribution spatiale et énergétique des neutrons est alors décrite par une fonction $N = n\ (x,y,z,\mathcal{E})$ représentant le nombre de neutrons (par unité de volume autour de M (x y z) et par unité logarithmique d'énergié) qui ont l'énergie $\mathcal{E}$.

Si on considère un problème indépendant du temps et situé dans une région éloignée de la source et des frontières du milieu considéré par rapport au libre parcours moyen de transport λ_{tr} du milieu, le nombre de

../..

neutrons ayant l'énergie ξ par unité logarithmique d'énergie qui diffusent par unité de temps dans le volume unité est donné par

$D_0 \nabla^2 n$ où D est définit par la relation suivante :

$$D = \lambda_{tr}(E) \frac{v}{3} .$$

Mais, à ce nombre, il faut ajouter celui dû aux neutrons d'énergie supérieure à ξ qui se ralentissent jusqu'à la valeur ξ dans le volume unité. La théorie montre que le taux d'accroissement de la densité de neutron dû au ralentissement interne est donné par $\frac{\partial q(\xi)}{\partial \xi}$; $q(x\ y\ z\ \xi)$ étant le taux avec lequel les neutrons (par unité de volume, par unité logarithmique d'énergie) passant par la valeur énergétique ξ . L'équation de diffusion devient alors

$$D \nabla^2 n + \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0 \qquad \text{avec} \qquad q = \frac{n \xi v}{\lambda_{sc}}$$

on préfère pour des raisons de commodité de calcul, effectuer un changement de variable et on obtient ainsi l'équation suivante

$$(1) \qquad \nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \text{ (équation de l'age de Fermi)}$$

où τ est définit par la relation :

$$\tau = \frac{1}{3 \xi (1 - \frac{2}{3A})} \int_{\xi}^{\xi_0} \lambda^2_{sc}(\xi) \, d\xi$$

λ_{sc} étant le libre parcours moyen de "scaterring".

Dans le cas d'un problème à géométrie sphérique et d'un milieu infini non absorbant l'équation (1) possède une solution analytique assez simple donnée par :

$$q = \frac{Q \ e^{-\frac{r^2}{4\tau}}}{(4\pi r)^{3/2}}$$

Q étant le nombre de neutrons émis par la source (supposée ponctuelle) par seconde placée au centre de la sphère ralentisseur.
r étant la distance source - point considéré.

../..

b) Cas d'une source monoénergétique placée dans un milieu infini et faiblement absorbant.

La théorie précédente ne tenait pas compte d'une absorption éventuelle des neutrons par le milieu ralentisseur. Si l'on suppose le milieu faiblement absorbant la théorie de Fermi nous permet de définir la nouvelle valeur de la densité de ralentissement q'.

En effet, l'application de cette théorie transforme l'équation de Fermi vue précédemment pour donner la nouvelle équation

$$\nabla^2 q' = \frac{\partial q'}{\partial \tau}$$

q' étant simplement égale à pq où p représente "l'escape probabilité"
p est d'ailleurs définit par

$$p(\varepsilon_o \varepsilon) = \text{Exp}\left[- \frac{1}{\xi} \int_{E_o}^{E_o} \frac{\sigma_a}{\sigma_T} \frac{dE}{\varepsilon} \right]$$

ou σ_a est la section efficace d'absorption de la réaction considérée.
et σ_T est la section efficace totale.

Ainsi connaissant q et p on est à même de calculer la nouvelle valeur q' de la densité de ralentissement effective dans le cas d'une absorption faible.

c) Cas d'une source polyénergétique.

La théorie précédente n'étant valable que dans le cas d'une source monoénergétique, en adoptant le principe d'indépendance des sources, nous diviserons notre source polyénergétique en autant de sources monoénergétiques élémentaires et pour chacune d'elles nous établirons les calculs précédents.

Application de la théorie précédente au cas d'une source de Ra - Be immergée dans l'eau.

Le spectre énergétique de cette source est celui donné par la courbe page 4 (Dacey, Paine, Goodmann : méthode photographique) aussi avons

../..

nous divisé cette source polyénergétique en 10 sources élémentaires mono-énergétiques.

Si S représente l'activité totale de la source on a

Q_1 neutrons par seconde d'énergie $\mathcal{E}_1$

Q_2 " " " " $\mathcal{E}_2$

" " " " "

Q_n " " " " $\mathcal{E}_n$

et $\sum_{1}^{n} Q_i = S$.

Pour chaque source Q_i nous avons calculer la valeur q de la densité de ralentissement et ceci pour les différentes valeurs de r avec $1 \leq r \leq 20$ mm.

	E en Mev					
	4	5	6	7	8	9
	x 10-5	x 10-5	x 10-5	x 10-5	x 10-6	x 10-7
1	6,28	4,43	1,56	6,21	1,90	3,11
2	6,12	4,12	1,44	5,52	1,72	2,93
3	5,87	3,86	1,32	4,64	1,51	2,70
4	5,34	3,67	1,13	3,64	1,20	2,41
5	4,81	3,22	0,85	2,82	0,95	2,00
6	4,22	2,77	0,65	2,04	0,55	1,51
7	3,41	2,05	0,44	1,31	0,34	1,22
8	2,65	1,41	0,27	0,75	0,21	0,75
9	1,81	0,96	0,14	0,38	0,11	0,44
10	1,13	0,51	0,06	0,19	0,065	0,25
11	0,61	0,27	0,03	0,09	0,03	
12	0,32	0,12	0,01	0,04		
13	0,13	0,05	0,006			
14	0,06	0,02				
15	0,03	0,01				
16	0,01					

../..

Ceci nous a permi de tracer les courbes théoriques page 38 donnant $q = f(r)$ pour les différentes énergies E_i.

Nous nous sommes limités à E = 4 Mev car en dessous de cette valeur la section efficace de la réaction O^{16} $(n\alpha)$ C^{13} est nulle (courbe page 37 Réf. 15). Nous avons ensuite calculé les différentes valeurs p_i de "l'escape probability") pour les différentes énergies supérieures ou égales à 4 Mev.

Nous vons pu ainsi calculer les différentes valeurs $\int_0^\infty q_i p_i \, dr$ ainsi que $\int_0^\infty q_i \, dr$ pour chaque énergie.

D'où la possibilité de calculer $\sum_{E=4}^{E=10} \int_0^\infty q_i p_i \, dr$ et $\sum_{E=4}^{E=10} \int_0^\infty q_i \, dr$.

L'absorption est alors représentée en pourcentage par l'expression.

$$a = \frac{\sum_{E=4}^{E=10} \int_0^\infty q_i \, dr - \sum_{E=4}^{E=10} \int_0^\infty q_i p_i \, dr}{\sum_{E=4}^{E=10} \int_0^\infty q_i \, dr}$$

puisque pour tous les autres neutrons d'énergie inférieure à 4 Mev. la section efficace σ_α de la réaction O^{16} (n,α) C^{13} est nulle.

Valeurs numériques utilisées dans les calculs précédents.

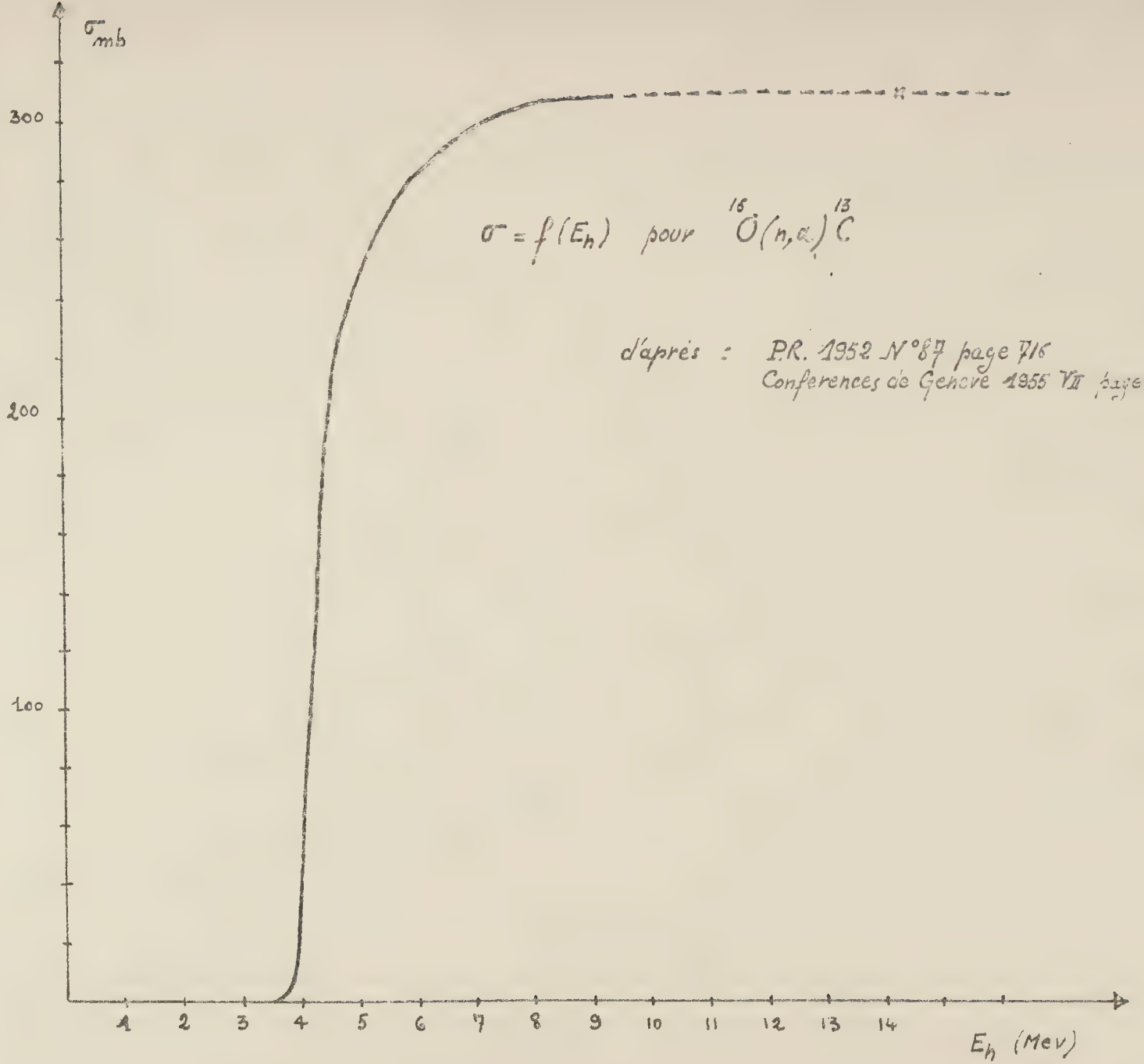
a) Détermination de $\overline{\xi}$ par l'eau.

Pour cela nous avons utilisé la formule donnant $\overline{\xi}$ dans le cas des ralentisseurs comportant plusieurs éléments. On a en effet

$$\overline{\xi} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \Sigma_{si} \xi_i}{\sum_{i=1}^{n} \Sigma_{si}}$$

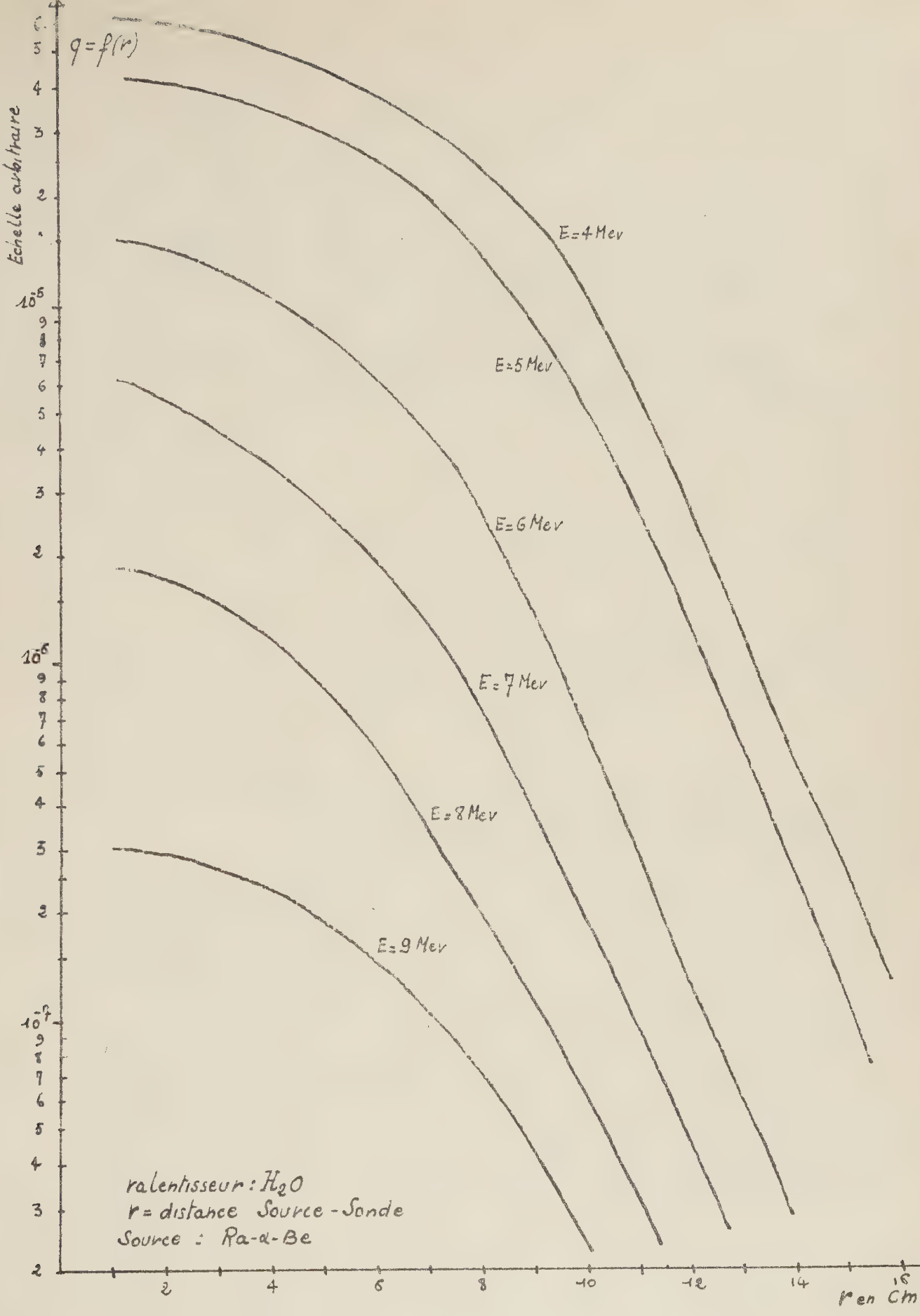
où Σ_{si} représente la section efficace macroscopique des différents éléments.
En tenant compte des courbes de section efficace de Neutron Cross Section (1955) Nous avons trouvé pour $\overline{\xi}$ les différentes valeurs suivantes pour les différentes énergies.

../..



$\sigma = f(E_h)$ pour $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$

d'après : P.R. 1952 N°87 page 716
Conférences de Genève 1955 VII page 541


q = f(r)
Echelle arbitraire
E=4 Mev
E=5 Mev
E=6 Mev
E=7 Mev
E=8 Mev
E=9 Mev
ralentisseur : H2O
r = distance Source - Sonde
Source : Ra-α-Be
r en Cm

E_{Mev}	9	8	7	6	5	4
$\bar{\xi}$	0,560	0,581	0,560	0,585	0,600	0,620

b) Valeurs numériques des différentes sections efficaces utilisées.

Celles-ci sont tirées de Neutron Cross Section (1955) ou de la courbe page 37.

Résultat numérique.

Le calcul de p défini précédemment ainsi que les courbes page 38 nous ont permis de calculer la valeur de a.

On trouve par cette méthode $a = 4,4\ \%$

L'absorption des neutrons par la réaction O^{16} (n,α) C^{13} sans le ralentissement des neutrons par l'eau apporterait donc une perte de neutrons voisine de 4,4 % du nombre de neutrons total émis par seconde.

Discussion de ce résultat.

Les hypothèses qui ont permi le calcul du résultat précédent sont de deux sortes si l'on veut comparer ce résultat au résultat expérimental.

1) Hypothèses théoriques.
2) Hypothèses expérimentales.

1) Hypothèses théoriques.

Toute la théorie de Fermi est basée sur l'hypothèse fondamentale que le ralentissement s'effectue d'une manière continue. Ainsi plus on s'éloigne d'un milieu hydrogène (ou comportant uniquement des noyaux de très faible poids atomique) et meilleure est-elle. Notre cas comportant un milieu fortement hydrogéné est donc assez loin du cas de l'utilisation optima de cette théorie qui se trouve pour des noyaux de masse atomique supérieure à 100.

../..

2) Hypothèses expérimentales.

a) Nous avons supposé le milieu homogène et infini.

L'homogénéité peut être considérée comme excellente puisque l'eau utilisée était exempte de poussière.

D'un autre côté notre milieu vu ses dimensions et sachant qu'à partir de 30 cm tous les neutrons peuvent être considérés comme thermiques ; l'effet des frontières ne joue aucun rôle perturbateur supplémentaire et notre milieu peut donc être considéré comme pratiquement infini.

b) Nous avons aussi supposé notre source ponctuelle.

Cette hypothèse est de même pratiquement vérifiée puisque son volume est excessivement faible (quelques cm^3) (et cylindre de 1 cm de diamètre

c) Nous avons supposé le rayonnement isotrope.

Plusieurs expériences d'activation pour différentes valeurs de l'angle θ nous ont donné le même résultat aux erreurs d'expérience près et cette hypothèse était donc valable.

Au total on voit donc que l'hypothèse la moins bien vérifiée est l'hypothèse théorique. On ne peut malheureusement améliorer cette théorie dans le cas de milieu hydrogéné. L'obtention d'un résultat meilleur demande donc l'utilisation d'une nouvelle théorie - Z. Weifel et Hurwitz utilisent comme nouvelle méthode une méthode basée sur les harmoniques sphériques dans lesquelles le système d'équation est rendu fini en négligeant les harmoniques de rang élevé. Cette méthode est encore en cours d'étude (Réf. 16) et les résultats ne sont pas encore connus.

CONCLUSION.

La différence trouvée expérimentalement entre les deux valeurs de l'activité absolue de la même source avoisine donc 9 %. Or théoriquement et avec les hypothèses considérées précédemment nous trouvons, en supposant que cette différence ne provient que de l'influence de la réaction $O^{16}(n,\alpha)C^{13}$, une valeur de 4,4 %. Aussi, considérant la précision avec laquelle ces différents résultats sont donnés, nous pensons avoir mis une nouvelle fois en évidence l'influence de la présence de l'oxygène dans le modérateur.

Il est a remarquer que l'erreur expérimentale pure s'élève à 4 % tandis que l'erreur introduite par les valeurs numériques utilisées s'élève à 6 %. Moses et ses collaborateurs, pour des mesures absolues de flux de neutrons avec l'indium arrivent à une erreur expérimentale voisine de 4 % en utilisant des sondes ultra minces, l'erreur portant sur les valeurs numériques étant bien supérieure à 6 %, puisqu'ils prennent pour section efficace de l'indium = 145 ± 21 barns au lieu de 145 ± 10 barns. (Réf. 17)

Du point de vue théorique et malgré l'imperfection de la théorie pour le cas qui nous préoccupe le résultat obtenu de 4,4 % est bien en accord avec celui fourni expérimentalement par différents auteurs. De Troyer et Tavernier (Réf. 9) trouvent 2,5 ± 0,3 % et Elliot 3,4 ± 2,1 %.

Il est regrettable de ne pas avoir eu le temps suffisant pour permettre des mesures expérimentales portant sur un matériau sujet à une plus grande précision quant aux sections efficaces (par exemple Au) et utilisant un compteur 4π proportionnel ; l'erreur résultante serait dans ce cas bien plus faible (voisine de 2 à 2,5 % au point de vue expérimental et de 3 % sur la valeur de la section efficace)

Néanmoins la mise en oeuvre de ce travail nous a permis de mieux connaitre la physique du neutron tant théorique qu'expérimentale et de nous familiariser avec toutes les méthodes de détection des neutrons.

BIBLIOGRAPHIE

OUVRAGES GENERAUX

Bêta and Gamma Ray Spectroscopie. SIEGBARN.
Amsterdam, North Holland Pub. C°. 1955.

Experimental Nuclear Physics . SEGRE.
J. Wiley Inc. New York 1952 -Chapman Ld. London.

The Reactor Handbook (U.S. Laboratories)
Technical information ser.U.S. Atomic Co.1955

Autres ouvrages :

Réf 1 : Fowwler Tunnicliffe Rev. Sci. Inst. 21. 1950 p. 734.
Cocconi Tongiorgi et al. Rev. Sci. Inst. 22 1951 p. 899
Rossi Staub Ionisation chambers and counters
Mcgraww-Hill Pub. Co. N.Y. 1949.

Réf 2 : Rossi and Staub Mcgraww-Hill Pub.Co. N.Y. 1949

Réf 3 : Hofstadter and al. P.R. 82. 1951 p. 749

Réf 4 : Muehlhause and Thomas. Amer. Jour. Phys. 20 1951 p. 429

Réf 5 : Neutron det. Scint. Rev. Sci. Inst. 22.1951 p. 543
Neutron det. Scint. Rev. Sci. Inst. 28.1957 p. 489
Neutron counters scint. Nucleonics 4.1956 p. 38

Réf 6 : Kaplan Yagoda. Rev. Sci. Inst. 23.1953 p. 155

Réf 7 : Stelzer . Nukleonik. Band I HeftI 1958 p. 10

Réf 8 : iden

Réf 9 : De Troyer and Tavernier. Bulletin de la classe des Sciences
Académie Royale de Belgique 5° série Tone XL 1954 p. 158

Réf 10: Dépression de densité de N. Th. par feuille détectrice
P.R. 80 1950 p. 756 C.W. Tittle.

Réf 11: iden.

Réf 12: Neutron Cross Section 1955

Réf 12·bis Tittle, Nucleonics 9 NoI. July 1951

Réf 13: Anderson, Koontz, Roberts (unpublished)

Réf 14: Segre Exp N. Physics VII page 490

Réf 15: Conférence de Genève 1955 Vol II p. 140 (Section efficace de O (n) C)

Réf 16: Z. Weffel et Hurwitz P.R. 95 p. 660

Réf 17: Moses Nucleonics mars 1957 Vol 15 n° 3 p. 59

TABLE DES MATIERES

page 1 : Introduction

page 3 : Chapitre I. Principe de la mesure absolue de l'activité d'une source de Neutrons polyénergétiques.

page 4 : Courbe : spectre de la source RaαRe

page 5 : Choix du détecteur

page 8 : Radioactivité induite

page 12 : Tableau des détecteurs usuels pour la radioactivité induite.

page 13 : Chapitre II. Substances et appareillage utilisé.

page 15 : Schéma de l'appareillage

page 16 : Bloc diagramme électronique

page 17 : Chapitre III. Etude des différentes conections.

page 19 : Courbe : facteur dabsorption dans In^{116}

page 20 : Schéma de désintégration de In^{116}

page 23 : Courbe $\alpha = f(\mu d)$

page 25 : Courbe $F_{cd} = f(\mu d)$

page 26 : Chapitre IV : Mesures et résultats obtenus

page 28 : Courbes A et B expérimentales.

page 32 : Chapitre V. Etude théorique

page 37 : Courbe $\tau = f(E_n)$

page 38 : Courbes théoriques $q_i = f(r)$

page 41 : Conclusion

page 43 : Bibliographie

page 45 : Table des matières

- - - - - - -

Vu
Les membres du Jury

J. THIBAUD
DEPRAZ
LAFOUCRIERE

Vu et approuve
Le Doyen de la Faculté des Sciences

MOUSSA

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon le 4 décembre 1959

Le Recteur

Président du Conseil de l'Université

ALLIX